

22/1-72

A-853

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

1669/2-72

P4 - 6345



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Д.А.Арсеньев, В.В.Пашкевич, В.Г.Соловьев,
С.И.Федотов

О ВЛИЯНИИ ИЗМЕНЕНИЯ
РАВНОВЕСНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ ВОЗБУЖДЕННЫХ
СОСТОЯНИЙ НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ
ЯДЕР НА ИХ ЭНЕРГИЮ И СТРУКТУРУ

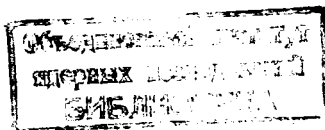
1972

P4 - 6345

Д.А.Арсеньев, В.В.Пашкевич, В.Г.Соловьев,
С.И.Федотов

О ВЛИЯНИИ ИЗМЕНЕНИЯ
РАВНОВЕСНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ ВОЗБУЖДЕННЫХ
СОСТОЯНИЙ НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ
ЯДЕР НА ИХ ЭНЕРГИЮ И СТРУКТУРУ

Направлено в Physics Letters



В работе ^{/1/} показано, что равновесные деформации β_ℓ тех возбужденных одноквазичастичных состояний, одночастичные энергии которых сильно меняются с ростом параметра деформации, могут отличаться от равновесной деформации β_0 ядра в основном состоянии. Расчеты, проведенные в ^{/2/}, подтвердили возможность существования возбужденных состояний с $\beta_\ell \neq \beta_0$. В ^{/3/} и других работах рассчитаны энергии неротационных состояний нечетных деформированных ядер с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами. В настоящей заметке вычислим равновесные деформации возбужденных состояний нечетных ядер в области $153 \leq A \leq 177$. Для состояний, у которых $\beta_\ell \neq \beta_0$, вычислим их энергию и структуру в рамках метода, учитывающего взаимодействия квазичастиц с фононами.

Расчеты равновесных деформаций основных и возбужденных состояний нечетных деформированных ядер в области $153 \leq A \leq 177$ проведены по методу оболочечной поправки Струтинского ^{/4/} с теми же параметрами, что и расчеты в ^{/3/}. В результате показано, что заметное изменение равновесных деформаций возбужденных состояний по сравнению с основными $\Delta\beta = \beta_\ell - \beta_0$ имеет место для следующих одночастичных

состояний: n 505 \uparrow , p 541 \downarrow и p 404 \downarrow . Изменения параметров квадрупольной $\Delta\beta_{40}$ и гексадекапольной $\Delta\beta_{20}$ деформаций этих состояний в ряде ядер приведены в таблице 1, из которой видно, что в некоторых ядрах $\Delta\beta_{20}$ принимает значения до 0,035, а $\Delta\beta_{40}$ - до 0,032. В тех случаях, когда $\Delta\beta_{20}$ и $\Delta\beta_{40}$ превышают 0,01, эффект $\beta_{\ell} \neq \beta_0$ следует принимать во внимание при расчетах энергий и волновых функций возбужденных состояний.

Энергии и волновые функции состояний, близких к одноквазичастичным состояниям n 505 \uparrow , p 541 \downarrow , p 404 \downarrow , вычислены в рамках сверхтекучей модели, учитывающей взаимодействия квазичастиц с фононами. Расчеты проведены с теми же характеристиками одночастичных состояний и фононов, что и расчеты в ^{/3/}. Энергии и волновые функции однофононных состояний вычислены при равновесных деформациях β_{20} .

Результаты вычислений приведены в таблице 2. В этой таблице также даны энергии состояний, рассчитанные в ^{/3/} при $\beta_{\ell} = \beta_0$. Экспериментальные данные взяты из обзора ^{/5/}. Из таблицы 2 видно, что во всех случаях учет эффекта $\beta_{\ell} \neq \beta_0$ привел к лучшему согласию рассчитанных энергий с экспериментом. Особенно большое улучшение получено для энергий состояний 505 \uparrow в нечетных N ядрах. Поведение состояний 541 \downarrow в изотопах Tm и в легких изотопах Lu является необычным, и эффект $\beta_{\ell} \neq \beta_0$ не может объяснить такое аномальное поведение этих состояний. Также трудно объяснить сильное изменение энергий состояний 404 \downarrow в изотопах Tm .

Сравнение структуры состояний, данных в таблице 2, со структурой, приведенной в таблицах работы ^{/3/}, показывает, что эффект $\beta_{\ell} \neq \beta_0$ не оказывает существенного влияния на структуру состояний. Учет этого эффекта приводит только к небольшому возрастанию величин одноквазичастичных компонент.

Наши расчеты выполнены для хорошо деформированных ядер, которые имеют большие энергии деформации и являются жесткими относительно β и γ -колебаний. В этих ядрах учет эффекта $\beta_l \neq \beta_0$ оказал существенное влияние на энергию возбуждения ряда состояний, близких к одноквазичастичным, и привел к улучшению согласия с соответствующими экспериментальными данными.

Эффект $\beta_l \neq \beta_0$ должен оказывать более сильное влияние на энергии и структуру состояний в ядрах переходной области. В этих ядрах возрастание полной энергии вблизи $\beta = \beta_0$ с изменением параметров деформации β и γ является менее сильным по сравнению с хорошо деформированными ядрами, поэтому для большого числа состояний должно быть значительное отступление от равновесной деформации ядра в основном состоянии.

Литература

1. V.G.Soloviev. Phys.Lett., 21 (1966) 311.
2. Д.А. Арсеньев, Л.А. Малов, В.В. Пашкевич, В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 866 (1968).
3. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. Изв. АН СССР сер. физ. 35, 747 (1971). В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, (1972).
4. V.M.Strutinsky. Nucl.Phys., A95 (1967) 420; A122 (1968) 1.
5. M.E.Bunker, C.W.Reich. Rev.Mod.Phys., 43 (1971) 348.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 марта 1972 года.

Таблица I.

Ядро	505†		Ядро	54I†	
	$\Delta\beta_{20}$	$\Delta\beta_{40}$		$\Delta\beta_{20}$	$\Delta\beta_{40}$
I53Sm	0,027	-0,008	I63Tm	0,024	0,013
I55Sm	0,019	-0,007	I65Tm	0,024	0,015
I55Gd	0,033	0,002	I67Tm	0,023	0,015
I57Gd	0,017	-0,011	I69Tm	0,024	0,016
I59Gd	0,008	-0,017	I71Tm	0,026	0,017
I61Gd	0,008	-0,016	I69Lu	0,027	0,003
I57Dy	0,035	0	I71Lu	0,030	0,003
I59Dy	0,017	-0,012	I73Lu	0,034	0,004
I61Dy	0,012	-0,015	I75Lu	0,035	0,005
I63Dy	0,009	-0,017	I77Lu	0,033	0,005
I65Dy	0,013	-0,003	I73Ta	0,011	0,001
I61Er	0,017	-0,018	I75Ta	0,019	0,004
I63Er	0,016	-0,012	I77Ta	0,026	0,007
I65Er	0,007	-0,017		404†	
I67Er	0,008	-0,014	I63Tm	-0,007	0,01
I69Er	0,007	-0,013	I65Tm	-0,006	0,013
I71Er	0,005	-0,011	I67Tm	-0,008	0,032
			I69Tm	-0,008	0,014
			I71Tm	-0,009	0,014

Таблица 2.

Ядро	K^π	Энергия, кэВ			Структура при $\Delta\beta_{20} \neq 0, \Delta\beta_{40} \neq 0$.
		Экспе- римент	теория		
			$\Delta L = 2, \Delta n = 2$	$\Delta L = 0, \Delta n = 0$ наг. п.т.	
I53 S_m	II/2 ⁻	94	470	100	505†97%
I55 S_m	II/2 ⁻	-	800	460	505†98%
I57 G_d	II/2 ⁻	426	830	490	505†98%
I59 G_d	II/2 ⁻	681	1100	820	505†99%
I61 G_d	II/2 ⁻	-	1490	1140	505†99%
I59 D_y	II/2 ⁻	352	820	470	505†99%
I61 D_y	II/2 ⁻	486	1100	760	505†99%
I65 T_m	7/2 ⁺	69	630	450	404†98%
	1/2 ⁻	-	1340	980	54I†96%, 4II†+Q ₁ (30) 2%
I67 T_m	7/2 ⁺	179	600	370	404†97%, 65I†+Q ₁ (22) 2%
	1/2 ⁻	-	1290	950	54I†96%, 4II†+Q ₁ (30) 3%
I71 T_m	7/2 ⁺	635	560	430	404†98%, 65I†+Q ₁ (22) 1%
	1/2 ⁻	-	1260	940	54I†94%, 4II†+Q ₁ (30) 4%
I69 L_u	1/2 ⁻	30	980	700	54I†97%
I73 L_u	1/2 ⁻	128	1030	680	54I†99%
I75 L_u	1/2 ⁻	358	1000	640	54I†98%
I77 T_a	1/2 ⁻	217	480	300	54I†99%